表面に平行な磁場の中の表面プラズマ波(「Theory of Excitations on Ideal Surfaces」報告,基研短期研究会)

AUTHOR(S):
中村, 淑子

CITATION:
中村, 淑子. 表面に平行な磁場の中の表面プラズマ波(「Theory of Excitations on Ideal Surfaces」報告,基研短期研究会). 物性研究 1975, 23(6): D41-D43

ISSUE DATE:
1975-03-20

URL:
http://hdl.handle.net/2433/88927

“表面に平行な磁場の中の表面プラズマ波”

東京理科大学　　中　村　淑　子

半無限空間を占める真空と平面 Z＝Oで接する半無限金属に於ける表面プラズマ波の，磁場中での分散公式を，retardation を入れた，non-local なモデルで導いた。考察の対象は，Azbel-Kaner geometry，即ち，金属表面に平行な磁場の場合で，表面プラズマ波の伝播方向は，平面に平行かつ磁場に垂直な場合を主に取扱う。金属内の自由電子の運動は，hydrodynamic model によって記述するが，電磁場の完全な Maxwell 方程式と連立させて，retardation を考慮に入れると，電子密度のゆらぎ $n_1(\mathbf{r}, t)$ と，それによりひきおこされる電磁場に対する方程式は，ゆらぎの一次までとった近似で

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi e n_1$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{C}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{C}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi e n_o}{C}\mathbf{v}$$

$$n_o m \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = e\left\{\mathbf{E} + \frac{1}{C}\mathbf{v} \times \mathbf{H}_o\right\} - m\beta^2 \nabla n,$$

ここに e，m，$\mathbf{v}$ は電子の電荷，質量，平均速度で，$\beta^2 \equiv \frac{3}{5} V_F^2$（$V_F$：フェルミ速度），$n_o$ は平衡状態での電子密度である。y軸を $\mathbf{H}_o$ に平行にとり，クーロンゲージのもとで，ポテンシャル Φ，$\mathbf{A}$ を導入すると，方程式は divergence-less な部分と，curl-less な部分に分離され

$$\triangle \Phi = -4\pi e n_1$$

$$\nabla\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right) = 4\pi e n_o \mathbf{v}_\ell$$

$$\left(\triangle - \frac{1}{C^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{A} = - \frac{4\pi e n_o}{C} \mathbf{v}_t$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_t}{\partial t} = - \frac{e}{mc} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \omega_c \mathbf{v}_\ell \times \mathbf{b}$$

$$\frac{\partial \mathbf{v}_\ell}{\partial t} = - \frac{e}{m} \nabla \Phi - \frac{\beta^2}{n_o} \nabla n_1 - \omega_c \mathbf{v}_t \times \mathbf{b}$$

となる。$\mathbf{b}$ は H_o 方向の単位ベクトル，$\omega_c = \dfrac{|e| H_o}{mc}$ で，$\mathbf{v}_t$，$\mathbf{v}_e$ は $\mathbf{v} = \mathbf{v}_t + \mathbf{v}_e$，$\mathrm{div}\ \mathbf{v}_t = \mathrm{rot}\ \mathbf{v}_e = 0$ で定義する。X方向に伝播する波を考えるので，$f(\mathbf{r}, t) = f(z)\, e^{i(kx - \omega t)}$ なる形の解を求めると，上記の連立微分方程式は正確に解け，T−H mode に限定すると全ての量は

$$f(z) = C_1 e^{\alpha z} + C_2 e^{\gamma z}$$

の形の解をもつ。ここに α，γ は $Q(X) = 0$ の正根である。ただし

$$Q(X) \equiv (C^2 X^2 + \omega^2 - \omega_p^2 - C^2 k^2)(\beta^2 X^2 + \omega^2 - \omega_p^2 - \beta^2 k^2) - \omega_p^2 \omega_c^2$$

この金属内の解と真空中の解に対し，E_x，E_z と H_y の境界面上での連続条件を置けば，任意の k と ω_c で成立つ分散公式が得られる。

特に $\omega_c / \omega_p \equiv \varepsilon \ll 1$ の場合，ε の一次までとると，分散式は

$$\omega^2 \alpha_o \gamma_o - (\omega_p^2 - \omega^2)\gamma_o \delta_o - \omega_p^2 k^2$$
$$\mp \varepsilon k \left\{ \frac{\omega \omega_p^3}{\omega_p^2 - \omega^2} (\gamma_o \alpha_o) - \omega \omega_p (\alpha_o + \delta_o) \right\} = 0$$

となる。ここに $\alpha_o = \lim\limits_{\omega \to o} \alpha$，$\gamma_o = \lim\limits_{\omega \to o} \gamma$ で

$$C^2 \alpha_o^2 = C^2 k^2 - \omega^2 + \omega_p^2, \quad \beta^2 \gamma_o^2 = \beta^2 k^2 - \omega^2 + \omega_p^2,$$

$$C^2 \delta^2 = C^2 k^2 - \omega^2$$ である。

分散式は k → 0 の極限で $\omega = Ck$ に近づき，$\frac{\omega_p}{\beta} \gg k \gg \frac{\omega_p}{\beta}$ の electrostatic region では

$$\omega = \frac{\omega_p}{\sqrt{2}} \left(\pm \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon + \frac{\beta k}{\sqrt{2}\ \omega_p} \right)$$ を与え

当然，Chiu，Quirn[1] の結果と k の linear term を除き一致する。ここに下符号は磁場を反転した場合を与える。

上記と同様の方法は，azbel-Kaner geometry で k と H_0 が平行な場合及び，Faraday geometry に対しても適用出来る。結果は共に ω_c は二次の correction としてしか表われない。bulk のプラズマ振動は，電子の rotational な運動と couple しないが，表面のある場合，表面に於ける境界条件のために縦波と横波は Couple し，表面プラズマ振動は電子の rotational な運動を引起す。この表面プラズマ振動と couple した渦ベクトルは表面に平行で波の伝播方向に垂直である。従って，ここに磁場 H_0 をかければ，azbel-Kaner geometry で H_0 が k に垂直な場合には一次の splitting を起す。これは表面プラズマ振動の Zeeman splitting とも呼ぶべきものである。

以上，詳しくは，Solid State Communication に掲載されるので，それを御覧下さい。

Reference

1) K. W. Chiu and J. J. Quinn : Nuovo Cimento 10B, 1 (1972)